



TITLE:

末廣型ノズルを有する油鑲散真空ポンプの研究(第1報)

AUTHOR(S):

植村, 吉明; 柳父, 琢治; 大野, 喜久

CITATION:

植村, 吉明 ...[et al]. 末廣型ノズルを有する油鑲散真空ポンプの研究(第1報). 京都大学化学研究所報告 1951, 26: 44-53

ISSUE DATE:

1951-12-10

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/74339>

RIGHT:

3. 末廣型 ノズルを有する油擴散眞空ポンプ の研究* (第1報)

植 村 吉 明・柳 父 琢 治・大 野 善 久**

Studies on the Oil Diffusion Pump with a Long Divergent Nozzle

Yoshiaki Uemura, Takuji Yanabu and Yoshihisa Ōno

(Kimura Laboratory)

We designed pump with a long divergent nozzle with expansion ratio of 100 and divergent angle of 10° . This expansion ratio, 100, was greater than those given by W.W. Crawford in 1917 for the mercury diffusion pump and by M. J. Copley in 1935 for mercury and oil diffusion pump. The expansion ratios adopted in their experiments were 30 and 64 respectively. Our horizontal pump was similar to that designed by Crawford, but had a covering tube around the nozzle. Further, in our case, an exhaust tube for the fore pump was connected to the main body horizontally to avoid the disturbance of the molecular flow from the ejector.

Within a suitable range, the relation between the final pressure P and the boiling oil vapour pressure H in cm. oil was found to be expressed empirically

$$P = F \exp \{-0.880 (H - 0.32)\}, \quad (1)$$

where F was the pressure of the fore pump. At the pressure H higher 4.8 cm. the final pressure obtained was the order of one hundredth of the fore vacuum.

The value γ of the vapour was obtained by measuring its temperatures before and after the expansion through the divergent nozzle, and was estimated to be 1.042, being smaller than that of mercury, 1.666. On the other hand, according to (1), the back diffusion coefficient should be very much larger than the value calculated by Dayton on the basis of Matri-con's formula.

In conclusion, to operate the pump effectively, one must use the diffusion oils of greater γ , or use the nozzle designed to diminish the back diffusion.

§ 1. 緒 言

油擴散真空ポンプは1928年 C. R. Bruch¹⁾により始めて水銀の代りに Apiezon 系油を用いて成功し、次で K. C. D. Hickman²⁾は合成有機化合物も利用し得る事を示し、分溜型の改良を行い、室溫に於ても容易に 10^{-6} mm Hg の高眞空が得られるに至つた。然しながら吾々の必要とする $10^{-5} \sim 10^{-6}$ mm Hg の高眞空に於て丁度その排氣速度が最大のものはまだ得られて居ない³⁾。現在吾々は多段式擴散ポンプ又は擴散ポンプを直列に使用する事により上記高眞空下に於ける排氣速度の上昇を志ざして居るが、不満足であるので今回新しく末廣型ノズルを有する油擴散ポンプを試作して見た。

末廣型ノズルは既にタービンに廣く用いられて居るが、その特質は斷熱膨脹によつて容易に高速噴出分子流を得るにある。此の特質は眞空ポンプに利用し得るものであつて、1917年 W. W. Crawford⁴⁾によつて水銀擴散ポンプに採用され、その後1935年 M. J. Copley⁵⁾等によつて夫々水銀及び n-Dibutylphthalate 擴散ポンプについて試みられた。前者の末廣ノズルでは開口面積と喉口面積との比は30であり、後者では64であつた。特に後者に於て排氣能力を表す H_0 係數は空氣に對して0.5程度の良い性能を示した。^{*-1}

吾々は此等の研究者に次で開口、喉口面積の比が100の末廣型ノズルのものを試作し、その性能を調べた。特にそのボイラーの蒸氣壓力 H とこのポンプの到達眞空壓力 P との關係を見出し、更にこの到達眞空壓力が補助眞空壓力と密接な關係を有することを知つた。以上の結果、油擴散ポンプの性能を更に改善なし得る見透しを得た。

§ 2. 油擴散ポンプの試作

末廣型ノズルの膨脹比はその噴出蒸氣の γ ^{*-2}によつて定まる。高分子の油蒸氣の γ の値は單原子氣體である水銀蒸氣の値より小さいから、斷熱膨脹によつて高速分子流を効率良く得るためにはノズルの膨脹比を油蒸氣に對しては水銀蒸氣の場合よりも大きくしなければならぬ。

吾々は Fig. 1 に示す 100:1 の末廣型ノズルの擴散ポンプを設計し、硬質硝子を以て製作した。

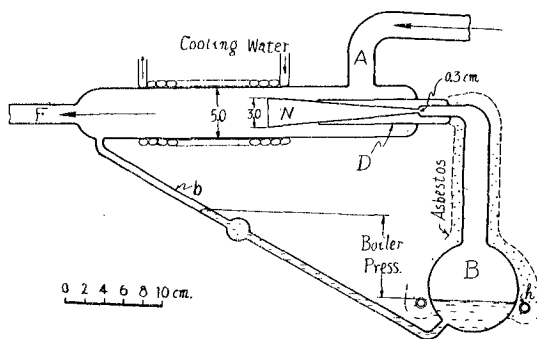


Fig. 1. Design of glass Oil diffusion pump with long divergent nozzle (1:100), horizontal type.

* 京都大學化學研究所業績發表講演會發表 昭和26年6月3日

** 理學部大學院

*-1 理論値との比を示し、速度係數とも云われている。空氣の場合、 $S \text{ l. sec}^{-1} / 11.67 \text{ l. sec}^{-1}$ の値で示す、

*-2 γ = 定壓比熱 C_p / 定積比熱 C_v 。水銀蒸氣の $\gamma = 1.666$ 。

補助眞空口は噴出分子流の亂れを避るために蒸氣流の方向につけた。ノズル N は喉口部直徑 0.3cm, 開口部直徑 3.0cm, 長さ約 15cm, 噴出角度を 10 度とした, 尙高眞空側 A から
の氣體の流れによつてノズルの局所的な冷却を防ぐために, ノズルを保護管 D で覆うた。
加熱ヒーター h は油が表面より良く蒸發するようにボイラー B の液面近くに取り付けられ,
底以外は全てアスベストを以て保温された。冷却は初期の實驗に於ては自然空氣冷却とし,
後に薄いゴム管を密に巻いて水冷却とした。

この擴散ポンプに於てはボイラー B にて蒸發した油蒸氣はノズル N より噴出し高速度分子流となり, 排氣作用を行つて後自己冷却又は外部冷却によつて液狀となり, b を通つてボイラー B に歸る。即ち油が循環する一般方式のものである。

§ 3. 油蒸氣壓力と到達眞空壓力に就て

試作 No.1 ポンプでは Nilaco Apiezon Oil B, No.2 では Leybold Apiezon B を使用した。油蒸氣壓力は油の歸つて来る管 b の油面の高さで測定される。脊壓は補助ポンプの眞空の最も悪い時に於ても 4×10^{-3} mm Hg であり, 油の壓力に換算して $4 \times 10^{-3} \times 15.5$ 即ち 0.06cm Oil 以下であるから無視出来る。

高眞空側 A の到達眞空壓力の測定には發振管 205 D を電離眞空計として使用した。その電子電流を I_g , 陽イオン電流を I_p とすれば眞空壓力は

$$\frac{I_p}{I_g} = \alpha P \quad (1)$$

で測定される。この眞空計では Fig.2 に示すように一定の壓力に於ても電子電流 I_g の値がある範圍以上になると I_p/I_g の比は減少し, 特に眞空が悪い状態に於てはその減少が更に大きく現われる。吾々は I_g を變えても I_p/I_g が一定である範圍内で測定した。此の範圍内に於ては壓力が高い状態に於ても(1)式が成立し, 従つて比例常數 α も一定であると考えた。Fig.3 の右側の目盛は McLeod 眞空計によつて較正した値である。尙この眞空計は油蒸氣の逆流を少くするためポンプから内徑約 2.5cm の硝子管によつて 108.5cm の距離のところに接続した。

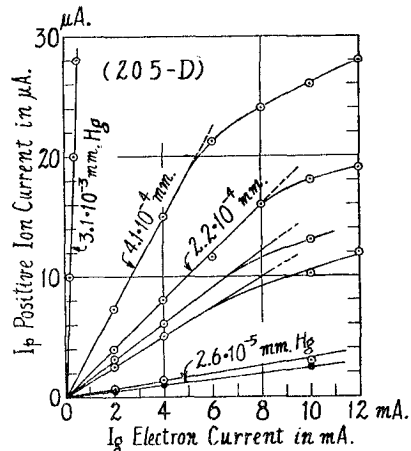


Fig. 2. Characteristic curve of ionization gauge system. Positive-ion current versus electron current at constant pressure.

*-3 電離眞空計の電源の Power が不足して電壓降下を示し居た。尙 10^{-3} mm Hg の眞空度に於ては電子の放電が悪くなったが水素を入れて加熱すると回復した。

油蒸氣壓力 H とこの壓力に於て平衡に達した眞空計の到達眞空壓力 P との關係を求めて見ると Fig.3 の如くであつた。これを視るとボイラー壓力 H の小さな所に無動作の範圍があり、次で Semi-Log 座標で直線で表はされる部分があり、6cm Oil 壓力以上になると飽和に達する。尙補助ポンプの眞空壓力が高い時は眞空系の到達眞空壓力も高い。

今 $H > H_0$, $P > P_{limit}$ の範圍に於てこの現象の實驗式を求めると

$$P = Fe^{-\lambda(H-H_0)} \quad (2)$$

P : 到達眞空壓力 mm Hg

F : 補助眞空壓力 mm Hg

H : 蒸氣壓力 cm Oil

$\lambda = 0.880$

$H_0 = 0.32$ cm Oil

である。

P は又、油の經歷に關係し、油の新しい間は高く、使用時間の増加と共に低くなる。勿論蒸氣壓の高い物質が混入した場合は高くなる。然しながら H の壓力にも極限値の如きものが見られ、その値は 6~7cm Oil である。ボイラー壓力が小さな H_0 cm Oil 以下のときにみられる無動作の現象は末端型ノズルより蒸氣を斷熱的に噴出せしめた場合は常に生じているもので、これはノズル内に於てその噴出蒸氣壓力が F より低い状態になりポンプの排氣機能に寄與しないものと考えられる。今回の 100:1 のノズルに於て油蒸氣に對するその極限値は $H_0 = 0.32$ cm Oil と排定される。

特に注意すべきことは1段の擴散ポンプに於てもそのボイラー蒸氣壓を 5.6 cm Oil 以上に保つことによつて眞空系の到達眞空壓力を補助眞空壓力の100分の1に容易に保ち得られることである。尙此の到達眞空壓力はポンプの外筒を空氣放冷にしても 4.8 cm Oil 壓力以下(試作 No.1 ポンプ)に於ては餘り變化が認められなかつた。然しその排氣速度はゴム管で水冷却とした方がよいようであつた。

油蒸氣の高眞空側への逆流は油を入れて最初にボイラーを加熱した時に認められたが定常運轉狀態に入ると餘り認められなかつた。即ち蒸氣壓の高い不純物が排除された後では逆流

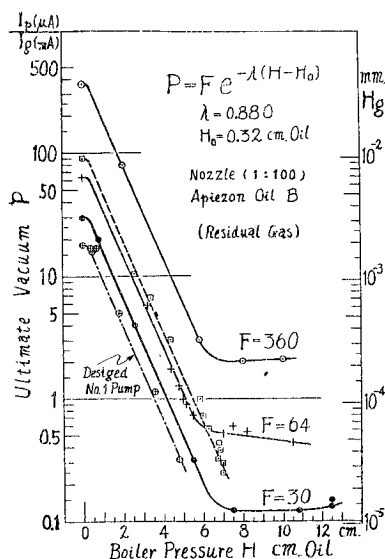


Fig. 3. Semi-log plots of relation between ultimate vacuum P in I_p/I_g read by ionization gauge and boiler pressures H in cm. oil for residual gas. Right scale is calibrated by McLeod gauge.

*-4 蒸氣タービン、ロケット等のノズルに於ても生じていることが多数の文献に書かれている。

は小さい。

§ 4. 油蒸氣中の音速並びに噴出分子流速度に就て

末廣型ノズルに於て壓力 H の蒸氣がこれより低い壓力 F に斷熱膨脹する場合、その蒸氣の噴出速度が喉口部に於て音速に達していることは良く知られて居る。

吾々は動作状態にある油蒸氣の定壓比熱 C_p と定積比熱 C_v との比 γ を測定し、油蒸氣中の音速並びに噴出分子流速度を推定しようと試みた。即ちノズルで斷熱膨脹を行う前後に於ける油蒸氣の溫度を測定する方法を試み、Fig.4 の上部に示す位置に各各溫度計を裝置した。油蒸氣溫度測定のためには銅—コンスタンタン熱電對 E を用い、これをボイラー上部の喉口部に近いガラス管に密着し、その上を薄い銅板で押え、更に他の部分と同様にアスベストで保温した。膨脹後の噴出蒸氣の溫度を測定するためには水銀溫度計 M を用い、噴出分子流を亂さないように水銀溜をノズルの延長が外筒に交わる面上に置いた。此の面は初期の實驗に於て認めた噴出蒸氣流によつて外筒に油滴の輪が出來た面である。尙熱電對 E はこの溫度計 M で使用に先立つて較正した。

到達眞空度、排氣速度等の測定中に於ける各々の溫度計の示度を Fig.4 に示す。これを見るとボイラー—壓力 H の低い部分ではその溫度が室温より降下して居る。この現象は吾々のノズルよりの噴出に於て油蒸氣は斷熱膨脹を行つてゐることを明示して居り、前述の(2)式に示したこのノズルの動作極限蒸氣壓力 H_0 の存在することもこの溫度測定結果からも推察することが出来る。

今ボイラー—頭部の溫度と蒸氣壓力 H との關係を圖示すると Fig.5 が得られ公知の式

$$\log H = -\frac{B}{T} + A \quad (3)$$

A, B : 物質に固有の常數

によく一致している。

ボイラー—蒸氣溫度の測定は硝子管壁外より行つたのであるが、内部の溫度をよく示しているようである。細線は Metropolitan-Vickers⁶⁾ 社に於ける値である。参考のために水銀の蒸氣壓⁷⁾を記入して置いた。水銀壓力は Apiezon Oil B の比重を 0.871 (20°C)⁸⁾ として換算した。

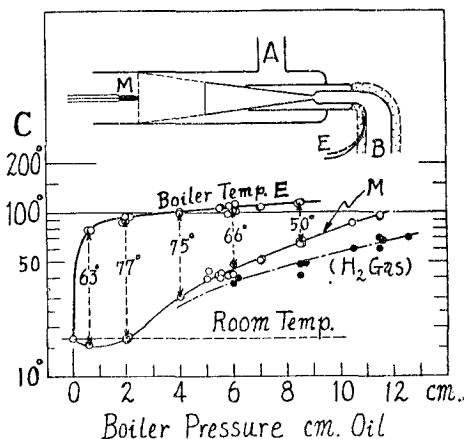


Fig. 4. Temperatures of oil vapour before and after expansion as indicated in figure.

この(3)式が成立する事は、この範囲の蒸気圧に於て蒸気の密度が小さく理想気体の状態式が適用出来ることを示すように考えられるので(4)式

$$\left. \begin{aligned} PV^r &= Re^{\frac{K}{Cv}} = \text{Const.} \\ TV^{r-1} &= e^{\frac{K}{Cv}} = \text{Const.} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

を用いて r を求めると Table 1 に示す値を得る。

$T_2^\circ\text{K}$ を測定した M 面の面積は $\pi/4 (5.0)^2$ であるから $V_2/V_1=278$ として計算した。

r の計算結果は蒸気温度(壓力)が高い状態に於ては小さな値を示す。これは水銀温度計に高速度分子流が衝突するために起る温度上昇、蒸気の凝固による潜熱の放出、又は湿つた蒸気流となるための r の低下等が考えられる。M の温度指示が室温と等しい時が最も上記の影響並びに外部よりの影響が少ないものと考えるところの場合に於ける r は最も大きく、 $r = 1.042$ である。此の値は多原子瓦斯の内 Ether の 1.024⁹⁾ よりも大きな値である。

Table 1. Measured Values of γ for Apiezon Oil B Vapours at Working State.

Boiler Press. Oil cm.	Temp. of Boiler		Temp. After Expansion		$T_1^\circ - T_2^\circ$	T_1°/T_2°	C_p/C_v γ
	$t_1^\circ\text{C}$	$T_1^\circ\text{K}$	$t_2^\circ\text{C}$	$T_2^\circ\text{K}$			
0.6	79	352	16	289	63	1.21 ₈	1.03 ₅
2.0	94	367	17	290	77	1.26 ₅	1.04 ₂
4.0	105	378	30	303	75	1.24 ₁	1.03 ₉
6.0	110	383	44	317	66	1.20 ₅	1.03 ₄
8.5	115	388	65	338	50	1.04 ₈	1.02 ₅

$V_2/V_1=278$

$r = 1.042$ の蒸気中で、温度 T° に於ける音速 u は次式で求められる。

$$u = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho_1}} \quad (5)$$

$$\rho = \frac{mp}{R_0 T} = p \rho_1$$

$$\rho_1 = 1 \mu \text{ bar に於ける密度 gr. cm}^{-3}$$

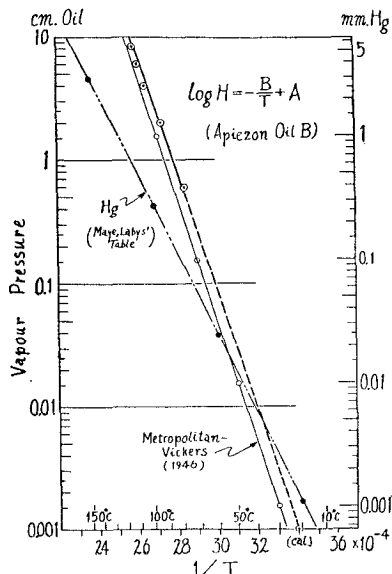


Fig. 5. Logarithmic plots of vapour pressure versus $1/T$ for Apiezon oil B. T is absolute temperature of oil vapour.

分子量 m が Apiezon Oil B については明らかでないので $m=350, 400$ の場合につき求めると Table 2 の如くである。

Table 2. Calculated Values of Sound Velocity in Oil Vapours.

Boiler Press. H Oil cm.	Temp. T°K	ρ_l 10^{-8} gr. cm. $^{-3}$		Sound Velocity 10^4 cm.sec. $^{-1}$	
		m=350	m=400	m=350	m=400
0.6	352	1.19 ₆	1.36 ₇	0.93 ₃	0.87 ₂
2.0	367	1.14 ₈	1.31 ₁	0.95 ₃	0.89 ₂
4.0	378	1.11 ₁	1.27 ₃	0.96 ₇	0.90 ₅
6.0	383	1.10 ₀	1.25 ₇	0.97 ₄	0.91 ₁
8.5	388	1.08 ₅	1.24 ₀	0.98 ₀	0.91 ₇
24.0	403	1.04 ₅	1.19 ₅	0.99 ₉	0.93 ₁
Room Temp. 17°C	290	1.45 ₂	1.65 ₈	0.84 ₇	0.79 ₈

$$\rho_l = 1.2027 \cdot 10^{-8} \frac{m}{T} \text{ gr. cm.}^{-3}$$

$$\gamma = 1.042$$

此の音速は公知の如くその温度に於ける油の分子速度に近い値である。

ノズルの開口部に於ける噴出蒸気の mass motion velocity v は次式より求められる。

$$v = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{H}{\rho_l} \left[1 - \left(\frac{F}{H} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{1}{\rho_l} \left[1 - \left(\frac{F}{H} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \quad (6)$$

この速度と静止蒸気中の音速との比を計算してみると、その速度は γ が小さい為背圧 F に著しく影響される。この v/u の値 (Mach 数とも云われている) を Fig. 6 に示す。参考のため水銀蒸気の場合を破線で加えて置いた。これを見ると油拡散ポンプの噴出分子速度は水銀拡散ポンプに比較して、そのボイラー圧力 H と補助ポンプ圧力 F とに支配されることが著しく、 F/H が小さい程その噴出分子速度は大きくなる。尙水銀蒸気の場合その音速は油蒸気中の音速の 1.67 倍であり、その v/u の極限值は 1.73 であるので Fig. 6 を見ると $F/H = 0.01$ 以下になると油蒸気流の噴出速度は水銀の場合より大きくなり得ると推定される。このことは特に注目値する。しかしこの速度は空気、水素の分子速度 (勿論音速に

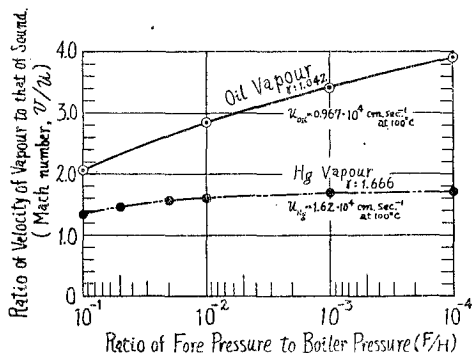


Fig. 6. Calculated values of ratio of velocity of vapour to that of sound (Mach number) relating ratio of pressure at discharge opening to boiler's vapour pressure.

れる。このことは特に注目値する。しかしこの速度は空気、水素の分子速度 (勿論音速に

對しても)より小さな値である。

§ 5. 水素氣流中に於ける温度低下について

水素又は空氣に對するこの擴散ポンプの排氣速度を測定中、水素瓦斯をこのポンプに流すと溫度計Mは異常な溫度降下を示す。Fig. 4 の H_2 gas の溫度曲線はこの舉動を表わしている。Mの水銀溫度計の指示が高い状態に於ては特にその溫度降下が烈しく、眞空度の良い場合はこの降下も少ないようである。然し空氣の場合は餘り明らかでなかつた。

この現象と、一般に水銀並びに油擴散ポンプはその排氣速度が最良になる加熱電力が排氣される氣體の種類によつて異なり、水素の場合は窒素の場合に比し約2倍の電力を要することと或る關係があるように考えられる。即ちノズルよりの噴出流の状態がその流入瓦斯によつて異なり、水素の場合はより大きな加熱條件に於て窒素の場合と同じ噴出流條件が得られるものと思われる。この現象は擴散ポンプの基本的なものと考えられるので更に觀測を行っている。

§ 6. 末廣型ノズルの擴散ポンプの動作について

§ 3 に述べた到達眞空度と油蒸氣壓との關係を示す實驗式

$$P = F \exp[-0.880(H - H_0)] \quad (7)$$

にて、壓力 H cm Oil を C. G. S. 單位で示すと(8)式が得られる。

$$P = F \exp[-1.025(P_H - P_{H_0}) \times 10^{-3}] \quad (8)$$

この式で示される現象は逆擴散によるものと考えられる。逆擴散を示す理論の數値計算式は

$$P = bF = F \exp\left(-\frac{u'}{k}x\right) = F \exp\left(-\frac{M}{D_0}x\right) \quad (9)$$

$D_0 = k\rho'$: 單位密度に對する擴散係數

ρ' : 噴出分子流の密度

$M = u'\rho'$: 流量

u' : 分子流の速度

x : 有効分子流束の長さ

で表わされている。¹¹⁾

H_0 は先に述べたようにポンプのノズルの形狀とその蒸氣の r とにより定まるものであるから一般的なものをしていない。(7)式と(9)式とが相對應する $\exp[]$ を見ると $Mx/D_0 = 0.880 \cdot H$ である。即ち左邊は蒸氣壓力 H の一次函數として觀測されたので、分子流の有効長さ x はそのボイラー蒸氣壓 H には關係せず、その噴出油蒸氣の流量のみに關係するものと考えた。

今ノズルの最狹部より噴出する分子の數を(10)式

$$M = n' Q = n' \left(\frac{2}{r+1} \right)^{1/r-1} P_H^{1/r} \sqrt{\frac{2r}{r+1} \frac{1}{\rho_1}} \quad (10)$$

$$n': \text{ 壓力 } P_H, \text{ 溫度 } T^{\circ}\text{K} \text{ の } 1\text{cc} \text{ 中の分子の数 } = 7.244 \cdot 10^{15} \frac{P_{\mu b}}{T}$$

$P_{\mu b}$ は microbars で表した壓力

$$\gamma = 1.042$$

P_H : microbars で表したボイラー壓力

$$f': \text{ 最狭部の斷面積 } = \pi/4(0.3)^2 \text{cm}^2 = 7.07 \times 10^{-2} \text{cm}^2$$

ρ_1 : 油の分子量を350と假定した時の 1 μ bar の密度(gr/cm³)

より求めると Fig. 7 に示す値を得る.

蒸氣壓力 $P_H = 5.13 \times 10^3 \mu\text{bars}$ ($H = 6.0 \text{ cm Oil}$)
に於けるその噴出分子數 M は $3.91 \times 10^{19} \text{ sec}^{-1}$ と
推定される. この分子の數は油の量としては毎秒
0.026 cc の流量であり, 1 氣壓の氣體の分子の數
に對しては約 1.5 cc に相當する.

今我々のポンプの形より $x = 19 \text{ cm}$ として D_0 を
求めて見ると

$$\frac{M}{D_0} x = 0.880(6.00 - 0.32) = 5.00$$

$$D_0 = \frac{Mx}{5} = 1.48_5 \times 10^{20}$$

である. 此の値は B.B.Dayton と同じように Matricon の式¹²⁾

$$D_0 = b' / \sigma_a^2 [(mm' + m^2) / m']^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

$$b' = 1.545 \times 10^3 T^{\frac{1}{2}}$$

$$\sigma_a = \frac{1}{2}(\sigma + \sigma') \quad (\text{相互の中心間の距離})$$

m, m' : 空氣及び油蒸氣の分子量

で計算した値より約 100 倍程度大きい.

水銀擴散ポンプの場合, Dayton は水銀の直徑 σ' を物理常數表の値より若干大きくとれば
(11)式は Gaede の實驗値と良く一致すると述べている.

吾々の結果とこの結果とを合せ考えると, 水銀擴散ポンプと油擴散ポンプとは現在の形狀
に於てはその排氣機構に本質的な差異があるものと考えられる. 即ち水銀蒸氣はその r 値大
きく, 斷熱膨脹による自己冷却は充分であつて, Condensation effect (凝結作用) が大きく
役立つて居り, 噴出流束の境界に於ける溫度差も小さく, 逆擴散も少くなるものと考えられ,
油蒸氣に於てはその r 値小さく, 排氣作用は主として ejection effect (噴射作用) のみに依
存しているものと考えられる. 然し油擴散ポンプ油として r 値の大なるもの例えば 1.1 程度
のものが得られれば油擴散ポンプの性能は一層向上するものと思われる.

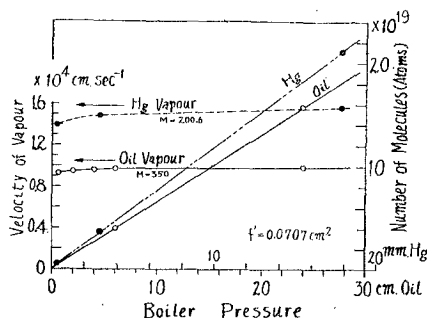


Fig. 7. Calculated values of velocity of vapour flow at throat (left scale) and number of molecules (atoms) passing through nozzle (right scale) versus boiler pressure.
 f' is area of throat of nozzle.

§ 7. 結 言

以上得た結果は油損散ポンプの排気機構を明らかにすると共に、ポンプの設計に對する指針を與えるものと考えられる。著者等は現在更に實驗を進めているが、その結果は第2報に於て發表する豫定である。

終りに本實驗に對し終始御検討下さつた研究室主任木村毅一教授に厚く御禮を申し上げると共に種々有益なる御助言を與えられた研究室の方々、並びに理學部物理學教室第四講座の方々に謝意を表する。

本研究は原子核實驗裝置の改良の一部であり、文部省科學研究費により行なはれたものである。尙實驗は高槻の研究室で行つたものである。

文 献

- 1) C. R. Burch : Nature, **122**, 729 (1928); Proc. Roy. Soc. London, A, **123**, 271 (1929).
- 2) K. C. D. Hickman : J. Franklin Inst., **221**, 215, 383 (1936).
A. E. Lockenvitz : Rev. Sci. Inst., **8**, 322 (1937).
L. Malter and N. Marcuvitz : Rev. Sci. Inst., **9**, 92 (1938).
C. Sykes and F.E. Bancroft : Chem. Abst., **32**, 4393 (1938).
K. C. D. Hickman : J. Applied Phys., **11**, 303 (1940).
- 3) S. Dushman : Scientific Foundations of Vacuum Technique, New York (London), (1949).
Catalogue of The Vacuum Equipment Division of Distillation Products, Inc. (1938).
Op. cit. (11).
- 4) W. W. Crawford : Phys. Rev., **10**, 557 (1917).
- 5) M. J. Copley, O. C. Simpson, H. M. Tenney, and T. E. Phipps : Rev. Sci. Inst., **6**, 265 (1935).
- 6) S. Dushman : Op. cit. (3) p. 222, Metropolitan-Vickers, (1946).
- 7) G. W. C. Kaye and T. H. Laby : Tables of Phys. Chem. Const., (1921).
- 8) H. M. Sullivan : Rev. Sci. Inst., **19**, 1 (1948). (Table 2).
- 9) Low, (1894) : Fowle : Smithsonian Physical Tables, (1934).
- 10) J. Blears and R. W. Hill : Rev. Sci. Inst., **19**, 847 (1948).
柴田英夫, 熊谷寛夫 : 日本物理學會誌, **5**, 190 (1950).
- 11) P. M. Matricon : J. Phys. Radium, **3**, 1927 (1932).
柴田英夫, 熊谷寛夫 : Op. cit. (10) 紹介.
- 12) B. B. Dayton : Rev. Sci. Inst., **19**, 793 (1948).

(昭和26年7月23日)